Lichtelektrische Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Elektronenaustrittsarbeit an einer mit atomarem Barium bedeckten Nickeloberfläche.

Von der

Technischen Hochschule zu Breslau

zur

Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs

genehmigte

DISSERTATION.

Vorgelegt von

Dipl.-Ing. Rudolf Deponte

aus Heinersdorf O.-S.

Referent:

Prof. Dr. R. Suhrmann.

Korreferent:

Prof. Dr. F. Simon.

Tag der mündlichen Prüfung: 27. Juli 1933

Berlin · Verlag von Julius Springer · 1933

Erscheint auch in der „Zeitschrift für Physik"
Bd. **86**, 615, 1933.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Lichtelektrische Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Elektronenaustrittsarbeit an einer mit atomarem Barium bedeckten Nickeloberfläche.

Von **R. Suhrmann** und **R. Deponte** in Breslau.

Mit 12 Abbildungen. (Eingegangen am 8. Oktober 1933.)

Es wird die lichtelektrische Gesamtemission i_p in Abhängigkeit von der Temperatur T des Lichtstrahlers bei verschiedenen Kathodentemperaturen ϑ und verschieden dichter Besetzung Θ mit Bariumatomen ermittelt und hieraus das jeweilige Elektronenaustrittspotential $\psi\,(\Theta, \vartheta)$ und die Mengenkonstante M nach der Beziehung $i_p = M \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e_0}{kT} \cdot \psi(\Theta, \vartheta)}$ berechnet. — Um die Messung trotz der bei höheren Temperaturen überlagerten Glühelektronenemission in dem Temperaturintervall von 20 bis 500° C durchführen zu können, wurde mit Wechsellicht bestrahlt, die entstehende Wechselspannung verstärkt und zur Bestimmung des Photostromes eine Nullmethode benutzt unter Verwendung einer parallel geschalteten und abwechselnd belichteten Vergleichsphotozelle und einer zweiten meßbar veränderlichen Lichtquelle. — Die ermittelten ψ-Werte nehmen bei *atomarer* Besetzung von etwa 100° C an linear mit der Kathodentemperatur zu; ihr Temperaturkoeffizient beträgt je nach der Besetzungsdichte $1 \cdot 10^{-4}$ bis $3 \cdot 10^{-4}$ Volt/Grad; er ist in dem untersuchten Besetzungsintervall um so größer, je geringer die Besetzung mit Bariumatomen. Die *kompakte* Bariumschicht zeigt keine merkliche Temperaturabhängigkeit des Austrittspotentials. Die Mengenkonstante M ist für dieselbe Besetzung unabhängig von der Temperatur und ändert sich mit der Besetzung nur wenig. — Die Messungen bestätigen die zu Erklärung der Abweichungen der Mengenkonstanten A bei der Glühelektronenemission von der universellen Konstanten $A_0 = 60{,}2$ Amp./cm² Grad² herangezogene Annahme der linearen Temperaturabhängigkeit des Austrittspotentials, die mit Hilfe von Glühelektronenmessungen auf direktem Wege *nicht* geprüft werden kann. Der aus den Abweichungen der Konstanten A bei thorierten Wolframkathoden berechnete Temperaturkoeffizient des Elektronenaustrittspotentials stimmt mit dem von uns an Barium-Nickelkathoden direkt ermittelten in der Größenordnung überein.

1. *Problemstellung.*

In der Richardsonschen Gleichung

$$i = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e_0}{kT} \cdot \psi}, \tag{1}$$

welche die Abhängigkeit des Glühelektronenstromes i von der Temperatur T der Kathode wiedergibt, bedeutet ψ das Austrittspotential ($e_0 \cdot \psi$ die Elektronenaustrittsarbeit) und A eine universelle Konstante von

$$A_0 = 60{,}2 \text{ Amp./cm}^2 \text{ Grad}^2.$$

Während man bei einer Anzahl reiner Metalloberflächen $A = A_0$ gefunden hat[1]), erhielt man bei mit Fremdatomen besetzten Oberflächen hiervon stark abweichende Werte. So fanden z. B. S. Dushman und J. W. Ewald[2]) bei mit Thorium bedeckten Wolframdrähten für 95% Bedeckung $A = 1{,}50$ Amp./cm^2 Grad^2 (monoatomare Besetzung = 100%), für 25% Bedeckung $A = 15{,}8$ Amp./cm^2 Grad^2; A war also kleiner als A_0 und änderte sich bei diesen Versuchen um eine Zehnerpotenz, wenn die Besetzung der Wolframoberfläche im Verhältnis 4 : 1 abnahm.

W. Schottky und H. Rothe[3]) erklären die Abweichungen der A-Werte von A_0 durch die Annahme einer linearen Temperaturabhängigkeit der Änderung des Austrittspotentials ψ des Wolframs durch die adsorbierten Thoriumdipole. Sie setzen also nicht $\psi(\Theta)$ gleich $\psi + \alpha\Theta$, wenn Θ die Stärke der Bedeckung bedeutet, sondern

$$\psi(\Theta, \vartheta) = \psi + \Theta(\alpha_0 + \beta\vartheta), \tag{2}$$

wobei ϑ die Kathodentemperatur darstellt.

Dieser Ausdruck in Gleichung (1) eingesetzt, ergibt nämlich [bei $A = A_0$ und $\psi \equiv \psi(\Theta, \vartheta)$]

$$i = A_0 \cdot e^{-\frac{e_0}{k}\cdot\Theta\beta} \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e_0}{kT}\cdot(\psi + \alpha_0\Theta)}, \tag{3}$$

da für Glühelektronen $\vartheta \equiv T$ ist, so daß die Mengenkonstante

$$A = A_0 \cdot e^{-\frac{e_0}{k}\cdot\Theta\beta} \tag{3a}$$

nunmehr eine Funktion von Θ wird.

Bei positivem β ist offenbar

$$A_0 \cdot e^{-\frac{e_0}{k}\cdot\Theta\beta} < A_0.$$

Die niedrigen A-Werte bei thorierten Wolframkathoden wären somit auf Grund des Ansatzes (2) durch einen positiven Temperaturkoeffizienten des Austrittspotentials

$$\frac{\mathrm{d}\,\psi(\Theta, \vartheta)}{\mathrm{d}\,\vartheta} = \Theta\beta \tag{4}$$

---

[1]) C. Davisson u. L. H. Germer, Phys. Rev. **20**, 300, 1922; S. Dushman, ebenda **21**, 623, 1923; S. Dushman, H. N. Rowe, J. Ewald, C. A. Kidner, ebenda **25**, 338, 1925; C. Zwikker, Proc. Amsterdam **29**, 792, 1926; Phys. ZS. **30**, 578, 1929; A. Goetz, ZS. f. Phys. **43**, 531, 1927; M. J. Martin, Phys. Rev. **33**, 991, 1929.

[2]) S. Dushman u. J. W. Ewald, Phys. Rev. **29**, 857, 1927; vgl. ferner K. H. Kingdon, ebenda **24**, 510, 1924.

[3]) Handb. d. Experimentalphysik **13**, 2. Teil, S. 164.

zu erklären, wobei der experimentellen Erfahrung entsprechend angenommen wird, daß das Austrittspotential ψ des reinen Trägermetalls in dem betreffenden Temperaturintervall nicht merklich von der Kathodentemperatur ϑ abhängt.

Die Richtigkeit des Ansatzes (2) kann naturgemäß nicht mit Hilfe von Glühelektronenmessungen geprüft werden, denn diese ergeben wegen Gleichung (3) stets $\psi + \alpha_0 \Theta$ und nicht $\psi(\Theta, \vartheta)$. Dagegen ist es möglich, ψ als Funktion der Kathodentemperatur auf lichtelektrischem Wege zu messen.

Für Photoelektronen gilt nämlich ebenfalls die Beziehung[1])

$$i_p = M \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{e_0}{kT} \cdot \psi(\Theta, \vartheta)}, \tag{5}$$

in der i_p den Gesamtphotostrom bedeutet, der an der Kathode der Temperatur ϑ und der Besetzung Θ ausgelöst wird, wenn man die Strahlung eines schwarzen Körpers der Temperatur T auf die Kathode auftreffen läßt; M ist von A bzw. A_0 verschieden und im allgemeinen nur im relativen Maße zu ermitteln[2]). Da ϑ in Gleichung (5) *nicht*, wie bei der Glühelektronenemission mit T identisch ist, erhält man nun tatsächlich, wenn man i_p in Abhängigkeit von T bei verschiedenen Kathodentemperaturen ϑ mißt das Austrittspotential $\psi(\Theta, \vartheta)$ in Abhängigkeit von der Kathodentemperatur und kann also auch prüfen, ob Gleichung (2) zu Recht besteht.

In der Ermittlung dieses Zusammenhanges mit Hilfe des Gesamtphotostromes bestand die Aufgabe der vorliegenden Arbeit.

2. *Versuchsanordnung und Versuchsergebnisse.*

a) Versuchsmethode. Als Kathode diente ein mit Barium in atomarer Verteilung bedeckter Nickelzylinder, der auf verschiedene Temperaturen ϑ zwischen 20 und 600° C gebracht werden konnte. Die Besetzung Θ wurde durch Abdampfen von Barium bei höherer Temperatur variiert.

Die Belichtung erfolgte mit einer Wolframbandlampe in Spezialausführung mit Quarzfenster der Firma Osram. Um eine gleichmäßige Temperatur der auffallenden Strahlung zu gewährleisten, wurde nur der mittlere Teil des Wolframbandes auf die Kathode abgebildet und dessen

---

[1]) O. W. Richardson, Phil. Mag. **23**, 594, 1912; weitere Literatur in Simon-Suhrmann, Lichtelektrische Zellen, S. 15 u. 16. Berlin, Springer, 1932.

[2]) Der Exponent von T war in den Fällen, in denen man ihn ermitteln konnte, ein wenig von 2 verschieden; der Wert von ψ wird hierdurch jedoch nicht ausschlaggebend beeinflußt; Näheres vgl. R. Suhrmann, ZS. f. Phys. **54**, 99, 1929.

wahre Temperatur T in Rechnung gestellt. Wie nämlich A. Becker zeigte[1]), ist es nicht nötig, als Lichtquelle einen schwarzen Körper zu verwenden, da sich der Einfluß der optischen Eigenschaften des Strahlers und der Kathode, die ja auch keinen schwarzen Körper darstellt, weitgehend heraushebt.

Um die Messung der Photoelektronenströme trotz der bei höheren Temperaturen überlagerten um mehrere Zehnerpotenzen höheren Glühelektronenemission in dem in Betracht kommenden Temperaturintervall zu ermöglichen, wurde mit Wechsellicht bestrahlt, die entstehende Wechselspannung verstärkt und i_p in Abhängigkeit von T bei gegebenem ϑ mit

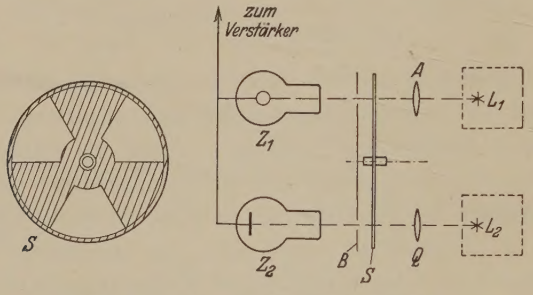

Fig. 1. Schema der Versuchsanordnung.

Hilfe einer Nullmethode unter Verwendung einer Vergleichsphotozelle und einer zweiten Lichtquelle bestimmt. Die schematische Versuchsanordnung gibt Fig. 1 wieder. L_1 ist die Wolframbandlampe, deren Licht durch einen Quarz-Steinsalzachromaten A und eine rotierende, in Sektoren eingeteilte Scheibe S hindurch in die Versuchszelle Z_1 fällt. L_2 ist eine einfache 16 Volt-Glühlampe, deren Strahlung durch eine Linse Q und die Sektorscheibe S hindurch auf die Kathode der Vergleichszelle Z_2, einer quarzisolierten Kalium-Vakuumzelle[2]), gelangt. B ist eine Blende.

Die Kathoden beider Zellen sind parallel geschaltet und mit einem Hochohmwiderstand von $2{,}4 \cdot 10^8\,\Omega$ und einem Wechselstromverstärker verbunden. Die Ausschnitte der Sektorscheibe S sind, wie Fig. 1 zeigt, so angeordnet, daß Z_2 verdunkelt ist, wenn Z_1 belichtet wird und umgekehrt. Wird die Belichtung von Z_2 derart reguliert, daß in Z_2 der gleiche Photostrom fließt wie in Z_1, so tritt also keine Wechselspannung am Hochohmwiderstand auf.

---

[1]) A. Becker, Ann. d. Phys. **78**, 83, 1925.
[2]) Vgl. Simon-Suhrmann, l. c., S. 277.

Die Messung ging demnach wie folgt vor sich: Bei konstantgehaltener Kathodentemperatur ϑ wurde die Temperatur T von L_1 in bekannter Weise variiert und jedesmal die Belastung von L_2 derart verändert, daß der von dem Verstärker angezeigte Wechselstrom verschwand. Da L_2 und Z_2 auf Photoströme geeicht waren, erhielt man aus den Angaben eines die jeweilige Klemmspannung von L_2 anzeigenden Präzisionsvoltmeters den in Z_2 bzw. Z_1 fließenden Photostrom. Eine Eichung des Verstärkers erübrigte sich hierdurch.

Die Eichung der Vergleichszelle Z_2 und der Lampe L_2 auf Photoströme erfolgte vor jeder Meßreihe mit Hilfe eines geeichten Fadenelektrometers

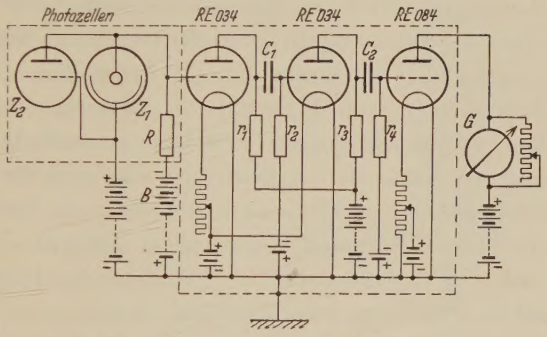

Fig. 2. Schema der Verstärkeranordnung.

und einer bekannten Kapazität. Zur Eichung der Bandlampe L_1 auf Temperaturen diente ein geeichtes Glühfadenpyrometer von Siemens und Halske[1]).

Den verwendeten Verstärker zeigt Fig. 2, in der Z_1 und Z_2 wiederum die beiden Photozellen und R den Hochohmwiderstand von $2{,}4 \cdot 10^8\,\Omega$ darstellt. Die erste Röhre wurde zum Zwecke der besseren Isolation entsockelt und an den Einschmelzstellen mit Paraffin vergossen. Die Widerstände r_1 und r_3 haben 1 Meg-Ω, r_2 und r_4 5 Meg-Ω, die Kapazitäten C_1 und C_2 betragen je 5000 cm.

Durch den bei höheren Temperaturen einsetzenden Glühelektronenstrom in der Versuchszelle entstand am Widerstand R ein beträchtlicher Gleichspannungsabfall, der durch die veränderliche Spannung B kompensiert werden mußte. Auf diese Weise wurde erreicht, daß der Arbeitspunkt der ersten Röhre erhalten blieb und sich die Anodenspannung der Photozellen nicht änderte.

[1]) Für die leihweise Überlassung dieses Instrumentes sind wir Herrn Privatdozent Dr. F. Ebert, Breslau, zu verbindlichstem Dank verpflichtet.

Im Ausgang des zweistufigen Verstärkers[1]) ist eine Gleichrichterröhre kapazitiv angeschlossen; der verstärkte und gleichgerichtete Wechselstrom wird von einem mit einem variablen Nebenschluß versehenen Türmcheninstrument G von 10^{-7} Amp./Skt. angezeigt.

Zur Vermeidung von Störungen waren Verstärker, Photozellen und Zuleitungen sorgfältig elektrostatisch geschützt.

Der rotierende Sektor S wurde durch einen Gleichstromnebenschlußmotor angetrieben, dessen Tourenzahl weitgehend variiert werden konnte. In seinem Stromkreis befand sich eine Siebkette aus Drossel und Kondensator zur Beseitigung von Störungen.

Infolge der benutzten Widerstandskopplung durchlief der Verstärkungsgrad als Funktion der Belichtungsfrequenz ein Maximum. Diese Abhängigkeit wurde experimentell untersucht und für R der Widerstand gewählt, bei dem das Maximum deutlich ausgeprägt war, da hierbei die in der Stromkurve enthaltenen Oberschwingungen am wenigsten verstärkt werden. Als Belichtungsfrequenz diente die des Maximums von etwa 30 pro Sekunde.

b) Konstruktion und Vorbehandlung der Versuchszelle. Die Versuchszelle zeigt Fig. 3 in Seitenansicht und verkleinert in Aufsicht. Sie war ohne Kittstellen und Schliffe vollständig aus Wolframglas hergestellt[2]) und konnte deshalb in allen Teilen hoch ausgeheizt werden.

In dem oberen Ansatzrohr R_1 befindet sich der Kathodenfuß, der in der Mitte ein Quarz-Glasverbindungsrohr mit Quarzisolation q trägt. An dieses Rohr ist die zylinderförmige Kathode K von 8 mm Außendurchmesser und 20 mm Höhe aus 1 mm starkem vakuumgeschmolzenem Nickelblech mittels einer Schelle aus ebenfalls vakuumgeschmolzenem dünnen Nickelblech befestigt. Der Kathodenzylinder kann mit Hilfe einer Wolframwendel W indirekt bis zu heller Rotglut geheizt werden. Zur Bestimmung der Kathodentemperatur ϑ ist das Thermoelement Th aus Platin-Platinrhodium vorgesehen.

Der Kathode gegenüber ist der Lichttubus mit dem angeschmolzenen Quarzfenster Q angebracht. Unter 45^0 zu diesem ist ein Rohr R_2 angesetzt, in dem sich eine Wolframwendel mit einer kupferüberzogenen Bariumpille befand, wie sie in der Röhrentechnik zur Herstellung von Bariumkathoden verwendet werden[3]).

---

[1]) Den Firmen Telefunken und Deutsche Philips-Gesellschaft sind wir für die Überlassung von Röhren zu besonderem Dank verpflichtet.

[2]) Für die Überlassung des Wolframglases sind wir der Osram-G. m. b. H., Zweigniederlassung Weißwasser O.-L., zu verbindlichstem Dank verpflichtet.

[3]) Für die Bariumpillen danken wir Herrn Direktor Dr. Mey von der Osram-G. m. b. H. verbindlichst.

Als Anode dient der Silberbelag der Innenwandung der Zelle, der mit einer Platineinschmelzung A in Verbindung steht. Zur Beseitigung von Restgasen ist an die Zelle ein mit Adsorptionskohle gefülltes Rohr R_2 angesetzt.

Die Kapazität der Zelle betrug 27 cm.

Die Zelle einschließlich ihrer Metallteile sowie die Adsorptionskohle wurden zunächst an der Hochvakuumapparatur gründlich ausgeheizt. Dann wurde der Heizstrom der Wolframwendel innerhalb der Kathode auf das Thermoelement umgeeicht, so daß dessen Zuleitungsdrähte als Kathoden ableitung benutzt werden konnten. Zum Schluß dampften wir das Barium aus der Kupferpille auf die Kathode und schmolzen darauf die Zelle ab. Das Rohr R_3 tauchte von da ab bis zur Beendigung der Messungen in flüssige Luft.

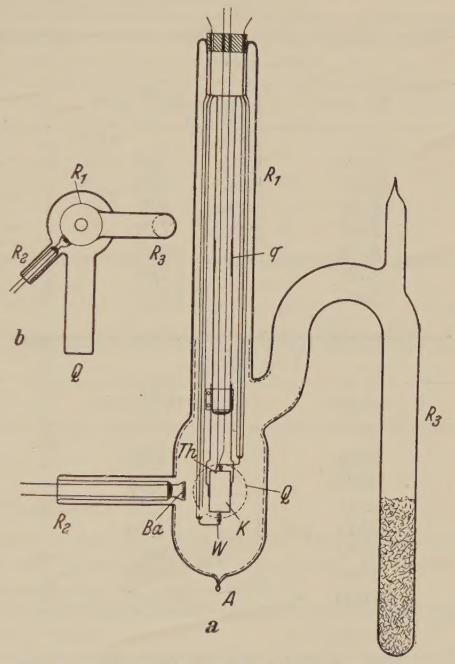

Fig. 3. Versuchsphotozelle; a) Seitenansicht; b) Aufsicht (verkleinert).

c) Ausführung der Versuche und Messungsergebnisse. Um eine gleichmäßige Verteilung des auf der Kathode befindlichen Bariums zu erreichen, erhitzten wir die Kathode zunächst etwa 2 Stunden lang auf 400° C. Darauf untersuchten wir das Verhalten dieser *kompakten*[1]) Schicht, indem wir die Abhängigkeit des Gesamtphotostromes i_p von der Temperatur T der Wolframbandlampe entsprechend Gleichung (5) bei $\vartheta = 400^0$ C, $\vartheta = 300^0$ C, $\vartheta = 100^0$ C und wieder $\vartheta = 400^0$ C ermittelten. Tabelle 1 zeigt das Ergebnis.

Wie man erkennt, ist der Gesamtphotostrom für eine bestimmte Strahlungstemperatur innerhalb des Bereiches von $\vartheta = 100$ bis $\vartheta = 400^0$ C bei der *kompakten* Bariumschicht I von der Kathodentemperatur unabhängig.

[1]) Unter „kompakt" ist hier eine Besetzung größer als monoatomar verstanden. Die Berechtigung der Annahme, daß die Bariumschicht I in diesem Sinne kompakt war, wird weiter unten sowie im Abschnitt 3. nachgewiesen.

Tabelle 1.

Gesamtphotostrom i_p als Funktion der Temperatur T des Strahlers bei verschiedenen Kathodentemperaturen ϑ; kompakte Bariumschicht I (Vorbehandlungstemperatur 400° C).

$\vartheta = 400°$ C		$\vartheta = 300°$ C	
$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.
2204	1,88	2205	1,91
2274	2,93	2274	2,93
2341	4,72	2341	4,55
2407	7,21	2407	7,28
2474	10,45	2471	10,50
2538	14,92	2538	15,23
2596	20,73	2600	21,40

$\vartheta = 100°$ C		$\vartheta = 400°$ C	
$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.
2206	1,92	2205	1,91
2274	2,96	2274	2,93
2341	4,72	2341	4,55
2411	7,40	2407	7,25
2474	10,65	2474	10,48
2539	15,13	2536	14,92
2600	21,67	2598	21,25

Das Barium wurde nun zum Teil, d. h. bis auf atomare Verteilung durch Heizen der Kathode auf 500° C heruntergedampft. Die währenddessen gemessene Glühelektronenemission nahm in bekannter Weise während des Abdampfens zunächst zu und nach dem Überschreiten der monoatomaren Schicht wieder ab. In diesem Zustande der Abnahme untersuchten wir drei verschieden dichte Bariumbesetzungen (Bariumschicht II, III und IV), die wir durch Heizen auf 500, 550 und 600° C herstellten. Die Messung jeder Schicht konnte erfolgen, sobald die Glühelektronenemission bei der höchsten angewendeten Kathodentemperatur konstant blieb. Die bei der Messung eingestellte maximale Kathodentemperatur lag immer unterhalb der Vorbehandlungstemperatur, damit sich die Schicht während der Aufnahme einer Meßreihe nicht änderte. Außerdem wurde die Meßreihe bei der höchsten Kathodentemperatur am Ende der Messung noch einmal wiederholt.

Die Tabellen 2, 3 und 4 enthalten die Messungsergebnisse für die Besetzungen II, III und IV. Die Aufnahme der Meßreihen ging in der aus den Tabellen ersichtlichen Reihenfolge vor sich.

Tabelle 2.

Gesamtphotostrom i_p als Funktion der Temperatur T des Strahlers bei verschiedenen Kathodentemperaturen ϑ; atomare Bariumschicht II (Vorbehandlungstemperatur 500° C).

$\vartheta = 400°$ C		$\vartheta = 300°$ C		$\vartheta = 100°$ C	
$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.
2341	2,55	2342	3,01	2341	3,22
2407	4.15	2406	4,50	2407	4,98
2474	6,03	2471	6,55	2474	7,23
2537	8,58	2537	9,38	2538	10,33
2597	12,19	2596	13,29	2597	14,82

$\vartheta = 20°$ C		$\vartheta = 400°$ C	
$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.
2341	3,39	2342	2,67
2407	5,07	2407	4,05
2474	7,46	2473	6,03
2538	10,84	2537	8,60
2599	15,27	2597	12,25

Tabelle 3.

Gesamtphotostrom i_p als Funktion der Temperatur T des Strahlers bei verschiedenen Kathodentemperaturen ϑ; atomare Bariumschicht III (Vorbehandlungstemperatur 550° C).

$\vartheta = 450°$ C		$\vartheta = 400°$ C		$\vartheta = 200°$ C	
$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.
—	—	2272	1,10	2274	1,43
2342	1,57	2342	1,75	2342	2,37
2407	2,55	2408	2,67	2406	2,69
2474	3,87	2474	4,10	2472	5,40
2537	5,53	2537	5,83	2537	7,85
2598	7,77	2598	8,40	2598	11,09
2656	10,88	2656	11,76	2656	15,62

$\vartheta = 100°$ C		$\vartheta = 20°$ C		$\vartheta = 400°$ C*)	
$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.
2272	1,52	2272	1,60	—	—
2341	2,55	2342	2,65	—	—
2408	3,98	2407	4,07	2407	2,65
2473	5,77	2473	6,05	2473	4,09
2537	8,24	2538	8,73	2538	5,87
2598	11,77	2598	12,25	2598	8,25
2656	16,42	2656	17,05	2656	11,53

*) Bei der Bariumschicht III wurde die Kontrollmeßreihe etwas unterhalb der höchsten Kathodentemperatur aufgenommen.

Tabelle 4.

Gesamtphotostrom i_p als Funktion der Temperatur T des Strahlers bei verschiedenen Kathodentemperaturen ϑ; atomare Bariumschicht IV (Vorbehandlungstemperatur 600° C).

$\vartheta = 500°$ C		$\vartheta = 400°$ C		$\vartheta = 300°$ C	
$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.
2405	1,06	2406	1,23	2406	1,36
2472	1,56	2474	1,84	2475	2,25
2537	2,25	2537	2,83	2537	3,42
2596	3,42	2597	4,05	2596	4,81
2654	4,88	2655	5,70	2654	6,61

$\vartheta = 200°$ C		$\vartheta = 100°$ C		$\vartheta = 20°$ C	
$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.
2405	1,54	2406	1,66	2406	1,78
2472	2,56	2475	2,63	2472	2,73
2537	3,67	2537	3,88	2537	4,10
2598	5,38	2596	5,52	2596	5,82
2655	7,38	2655	7,85	2655	8,18

$\vartheta = 500°$ C		$\vartheta = 400°$ C		$\vartheta = 300°$ C	
$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.
2406	1,01	2407	1,18	2406	1,38
2473	1,43	2472	1,77	2472	2,15
2538	2,25	2538	2,73	2537	3,36
2598	3,41	2598	4,01	2596	4,70
2656	4,70	2655	5,62	2655	6,52
2712	6,33	2711	8,34	2712	9,20
2768	9,09	2768	10,53	2768	12,51

$\vartheta = 200°$ C		$\vartheta = 100°$ C		$\vartheta = 20°$ C	
$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.	$T°$ abs.	i_p in 10^{-10} Amp.
2403	1,60	2407	1,68	2406	1,71
2471	2,38	2473	2,65	2473	2,71
2537	3,61	2537	3,89	2537	4,00
2596	5,26	2597	5,60	2598	5,81
2655	7,26	2656	7,66	2656	8,08
2711	10,17	2711	10,71	2712	11,25
2768	13,90	2769	14,53	2768	15,41

Im Gegensatz zur kompakten Bariumschicht sind die Gesamtphotoströme der atomaren Besetzungen von der Kathodentemperatur abhängig und zwar bei schwächerer Besetzung (Tabelle 4) in stärkerem Maße als bei

der weniger schwachen Bedeckung (Tabelle 2 und 3). Mit abnehmender Kathodentemperatur nimmt der Gesamtphotostrom zu.

Beim Vergleich der bei derselben Kathodentemperatur aufgenommenen Meßreihen einer bestimmten Bariumbesetzung erkennt man, daß die Messungen sehr gut zu reproduzieren sind. Wir glauben daher, den Effekt als direkten Temperatureinfluß deuten zu dürfen und nicht als hervorgerufen durch Gasreste, die sich bei niederen Temperaturen kondensierten, zumal die lichtelektrische Emission bei niederen Temperaturen größere Werte annimmt als bei hohen und außerdem die Temperatur der Kathode stets höher ist als die der Umgebung. Eine Zunahme der Bariumbesetzung bei Erniedrigung der Kathodentemperatur kommt wegen des viel zu kleinen Dampfdruckes von Barium bei Zimmertemperatur auch nicht in Betracht.

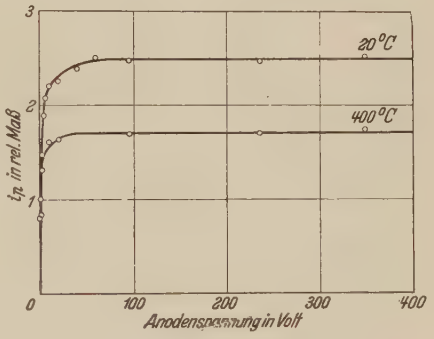

Fig. 4. Stromspannungskurven der Versuchsphotozelle mit der Bariumbesetzung IV bei den Kathodentemperaturen $\vartheta = 20^0$ C und $\vartheta = 400^0$ C. Temperatur der Wolframbandlampe unverändert.

Um die Abwesenheit von Restgasen sicherzustellen, nahmen wir bei der Bariumbesetzung IV Stromspannungskurven bei zwei verschiedenen Kathodentemperaturen (20 und 400^0 C) und gleichbleibender Temperatur der Wolframbandlampe auf. Wie Fig. 4 zeigt, sind die Ströme bis zu 350 Volt herauf und somit auch bei der verwendeten Anodenspannung von 100 Volt gut gesättigt.

3. Auswertung der Messungsergebnisse.

Die Auswertung der Messungen nahmen wir in der auch bei Glühelektronen üblichen Weise vor. Durch Logarithmieren von Gleichung (5) erhält man:

$$\log i_p - 2 \log T = \log M - \frac{e_0}{k} \cdot \log e \cdot \psi(\Theta, \vartheta) \cdot \frac{1}{T} \cdot \qquad (6)$$

Trägt man also $\log i_p - 2 \log T$ als Ordinate, $1/T$ als Abszisse in einem Koordinatensystem auf, so erhält man die „lichtelektrische Gerade", deren Neigung $\psi(\Theta, \vartheta)$ und deren Abschnitt auf der Ordinatenachse die Mengenkonstante M zu berechnen gestattet, M in relativem Maß. Aus dem

Austrittspotential $\psi(\Theta, \vartheta)$ berechnet sich die zugehörige langwellige Grenze $\lambda(\Theta, \vartheta)$ nach der Beziehung

$$\lambda(\Theta, \vartheta) = \frac{h \cdot w_L}{e_0 \cdot \psi(\Theta, \vartheta)}, \tag{7}$$

in der h die Plancksche Konstante und w_L die Lichtgeschwindigkeit bedeuten.

Die für die kompakte Bariumschicht I und die atomaren Bariumbesetzungen II, III und IV erhaltenen lichtelektrischen Geraden sind in

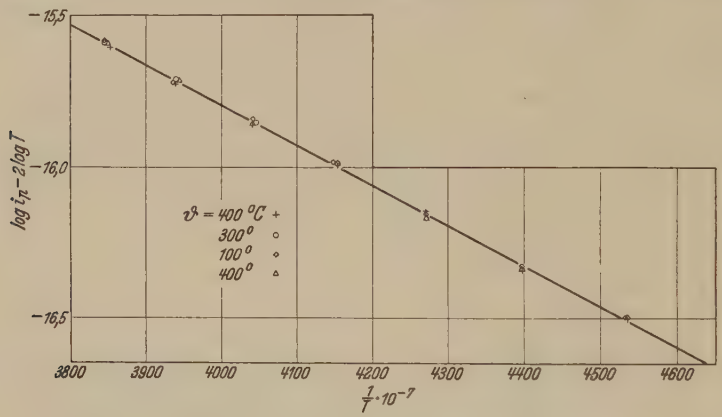

Fig. 5. Lichtelektrische Gerade der kompakten Bariumbesetzung I (Vorbehandlungstemperatur 400° C) bei den Kathodentemperaturen 400, 300 und 100° C.

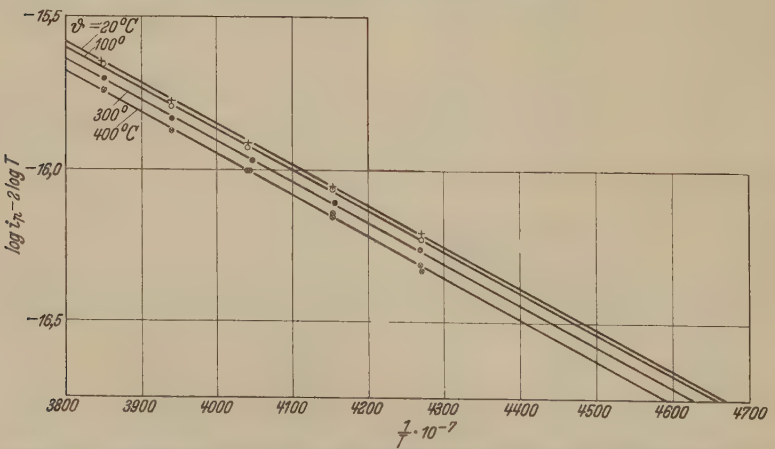

Fig. 6. Lichtelektrische Geraden der atomaren Bariumbesetzung II (Vorbehandlungstemperatur 500° C) bei den Kathodentemperaturen 400, 300, 100 und 20° C.

den Fig. 5, 6, 7 und 8 wiedergegeben. Die eingezeichneten Punkte liegen recht gut auf den betreffenden Geraden, die für verschiedene Kathoden-

temperaturen ϑ bei der kompakten Schicht in eine einzige zusammenfallen, bei den atomaren Besetzungen jedoch um so stärker gegeneinander verschoben erscheinen, je weniger dicht die Bedeckung ist.

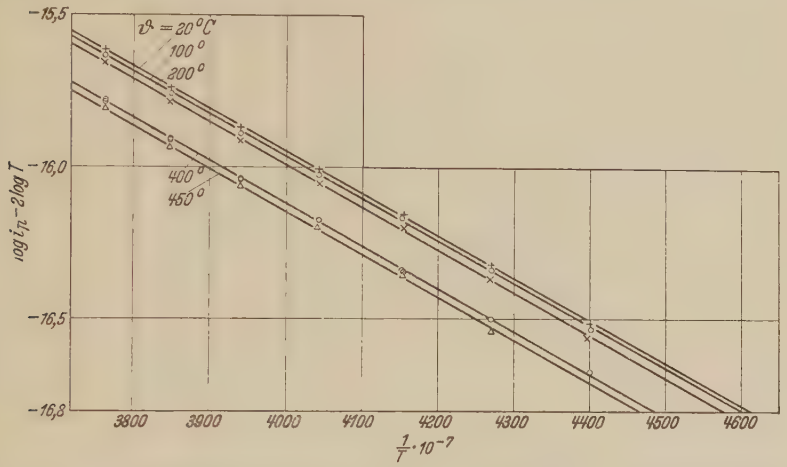

Fig. 7. Lichtelektrische Geraden der atomaren Bariumbesetzung III (Vorbehandlungstemperatur 550° C) bei den Kathodentemperaturen 450, 400, 200, 100 und 20° C.

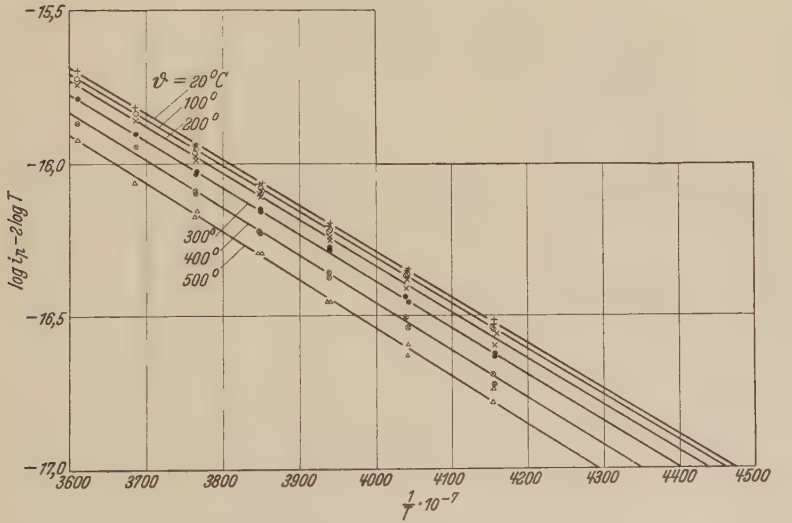

Fig. 8. Lichtelektrische Geraden der atomaren Bariumbesetzung IV (Vorbehandlungstemperatur 600° C) bei den Kathodentemperaturen 500, 400, 300, 200, 100 und 20° C.

Bei der Berechnung der ψ- und M-Werte, die nach der Methode der kleinsten Quadrate erfolgte, zeigte sich, daß die Verschiebung nicht etwa

auf einer Änderung der Konstanten M, sondern auf einer Temperaturabhängigkeit des Austrittspotentials $\psi(\Theta, \vartheta)$ bei den mit Bariumatomen besetzten Nickeloberflächen beruht. Tabelle 5 enthält die für die verschiedenen Bariumbedeckungen bei den einzelnen Kathodentemperaturen gefundenen Werte für $\psi(\Theta, \vartheta)$ bzw. $\lambda(\Theta, \vartheta)$ und M.

Tabelle 5.

Austrittspotential $\psi(\Theta, \vartheta)$ bzw. langwellige Grenze $\lambda(\Theta, \vartheta)$ und Mengenkonstante M als Funktion der Kathodentemperatur ϑ bei verschieden starken Bariumbedeckungen auf Nickel.

ϑ °C	Kompakte Bariumschicht I. Vorbehandlungstemperatur 400° C			Atomare Bariumschicht II. Vorbehandlungstemperatur 500° C		
	$\psi(\Theta, \vartheta)$ in Volt	$\lambda(\Theta, \vartheta)$ in mμ	$M \cdot 10^{11}$	$\psi(\Theta, \vartheta)$ in Volt	$\lambda(\Theta, \vartheta)$ in mμ	$M \cdot 10^{11}$
20	—	—	—	2,654	465,7	3,13
100				2,669	463,1	3,21
200				—	—	—
300	2,703	457,2	4,04	2,686	460,3	3,16
400				2,703	457,2	3,13
450	—	—	—	—	—	—
500	—	—	—	—	—	—
			4,04			3,16

ϑ C	Atomare Bariumschicht III. Vorbehandlungstemperatur 550° C			Atomare Bariumschicht IV. Vorbehandlungstemperatur 600° C		
	$\psi(\Theta, \vartheta)$ in Volt	$\lambda(\Theta, \vartheta)$ in mμ	$M \cdot 10^{11}$	$\psi(\Theta, \vartheta)$ in Volt	$\lambda(\Theta, \vartheta)$ in mμ	$M \cdot 10^{11}$
20	2,741	450,3	3,82	2,987	413,7	5,35
100	2,753	448,9	3,83	2,980	414,8	4,94
200	2,772	445,8	3,93	3,017	409,7	5,49
300	—	—	—	3,041	406,4	5,52
400	2,825	437,5	3,74	3,093	399,6	5,91
450	2,826	437,4	3,49	—	—	—
500	—	—	—	3,114	396,9	5,39
			3,76			5,43

Man sieht zunächst, daß das Austrittspotential $\psi(\Theta, \vartheta)$ bei niederen Temperaturen für die Bariumschicht I größer ist als für die atomare Schicht II, während es von II bis IV kontinuierlich zunimmt. Da die Besetzung von I bis IV fortlaufend vermindert wurde, war sie also bei I sicher größer, bei II, III und IV kleiner als monoatomar. Bei den atomaren Bariumbesetzungen II, III und IV nimmt das Austrittspotential mit zunehmender Temperatur zu, und zwar um so stärker, je geringer die Bedeckung ist. Die Mengenkonstante M hingegen ist für ein und dieselbe

Besetzung von der Temperatur unabhängig und nimmt mit abnehmender Besetzung nur wenig zu.

Trägt man für die Besetzungen II, III und IV das Austrittspotential als Funktion der Kathodentemperatur ϑ in ein Koordinatensystem ein (Fig. 9), so erkennt man, daß $\psi(\Theta, \vartheta)$ oberhalb von etwa 350° abs. linear mit ϑ zunimmt. In der Gegend der Zimmertemperatur scheint indessen $\psi(\Theta, \vartheta)$ weniger stark mit der Temperatur abzunehmen. Gleichung (2) ist also bei höheren Temperaturen bezüglich der linearen Abhängigkeit des

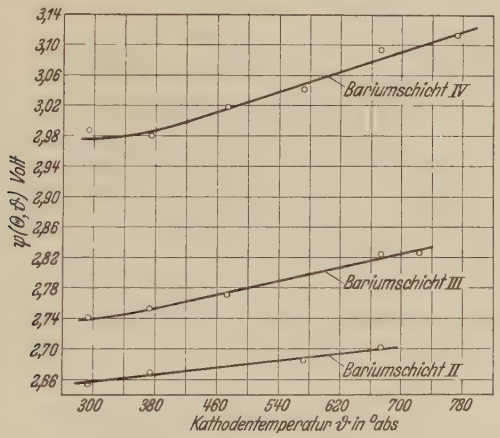

Fig. 9. Austrittspotential $\psi(\Theta, \vartheta)$ als Funktion der Kathodentemperatur ϑ bei den atomaren Bariumbesetzungen II, III und IV.

Austrittspotentials von der Kathodentemperatur ϑ erfüllt, so daß die starken Abweichungen der glühelektrisch gemessenen Mengenkonstanten A von A_0 bei mit Fremdatomen besetzten Oberflächen in der Tat entsprechend der Annahme von Schottky und Rothe[1]) durch die Temperaturabhängigkeit des Austrittspotentials bei solchen Oberflächen zu erklären sind. Wird nicht nach Gleichung (3) das auf $\vartheta = 0$ extrapolierte Austrittspotential, sondern nach Gleichung (5) das bei der betreffenden Kathodentemperatur vorhandene Austrittspotential $\psi(\Theta, \vartheta)$ bestimmt, so ist auch die erhaltene Mengenkonstante von der Besetzung kaum abhängig, wie Tabelle 5 zeigt.

Auch das aus Tabelle 5 und Fig. 9 zu entnehmende Vorzeichen von $\mathrm{d}\psi(\Theta, \vartheta)/\mathrm{d}\vartheta$ stimmt mit dem zur Erklärung der Abweichungen der Konstanten A von A_0 bei den Versuchen an thorierten Wolframkathoden angenommenen überein, denn wir hatten in Abschnitt 1 gesehen, daß hierfür $\mathrm{d}\psi(\Theta, \vartheta)/\mathrm{d}\vartheta$ positiv sein muß.

[1]) l. c.

Eine weitere Stütze für Gleichung (2) ergeben die in Fig. 9 eingetragenen Geraden durch ihre gegenseitige Lage bezüglich der Ordinatenabschnitte. Für $\vartheta = 0$ geht Gleichung (2) über in

$$\psi(\Theta, \vartheta = 0) = \psi + \Theta \cdot \alpha_0. \tag{2a}$$

Da das Austrittspotential ψ des reinen Nickels auf jeden Fall größer als $\psi(\Theta, \vartheta = 0)$ ist, muß hiernach α_0 negativ sein. Mit abnehmender Besetzung Θ sollten also die auf $\vartheta = 0$ extrapolierten Werte $\psi(\Theta, \vartheta = 0)$ größer werden. Wie man aus der dritten Kolonne von Tabelle 6 ersieht, trifft dies in der Tat für unsere Messungen zu.

Einige Schwierigkeiten scheint zunächst die Änderung von $\mathrm{d}\psi(\Theta, \vartheta)/\mathrm{d}\vartheta$ mit der Besetzung Θ zu bereiten. Wird nämlich der Temperaturkoeffizient β des Doppelschichtpotentialsprungs in Gleichung (2) als unabhängig von Θ angenommen, so müßte $\mathrm{d}\psi(\Theta, \vartheta)/\mathrm{d}\vartheta$ nach Gleichung (4) mit abnehmender Besetzung kleiner werden. Tatsächlich nimmt aber $\mathrm{d}\psi(\Theta, \vartheta)/\mathrm{d}\vartheta$, wie Fig. 9 zeigt, innerhalb des untersuchten Besetzungsbereichs mit abnehmender Besetzung zu. Wir müssen daher wohl annehmen, daß sich β mit der Besetzung Θ ändert. Wächst z. B. β mit abnehmender Besetzung der Oberfläche genügend stark an, so kann das Produkt

$$\Theta \cdot \beta = \frac{\mathrm{d}\psi(\Theta, \vartheta)}{\mathrm{d}\vartheta}$$

ebenfalls zunehmen, wenn Θ sich nicht zu sehr vermindert. Bei *sehr* starker Abnahme der Besetzung würde dann $\mathrm{d}\psi(\Theta, \vartheta)/\mathrm{d}\vartheta$ ein Maximum überschreiten und schließlich ebenfalls mit kleiner werdender Besetzung abnehmen; denn bei $\Theta = 0$, d. h. für eine reine Metalloberfläche, ist der Temperaturkoeffizient des Austrittspotentials erfahrungsgemäß sehr klein, wenn nicht gleich Null. Auch bei unseren Versuchen erhielten wir für die kompakte, d. h. reine Bariumoberfläche innerhalb des untersuchten Temperaturintervalls keine Änderung des Austrittspotentials mit der Kathodentemperatur.

Tabelle 6.

Temperaturkoeffizient $\mathrm{d}\psi(\Theta, \vartheta)/\mathrm{d}\vartheta = \beta \cdot \Theta$ und auf $\vartheta = 0$ extrapolierte Werte $\psi(\Theta, \vartheta = 0)$ bei atomar verteiltem Barium auf Nickel.

Bariumschicht	$\frac{\mathrm{d}\psi(\Theta, \vartheta)}{\mathrm{d}\vartheta}$ in Volt/Grad	$\psi(\Theta, \vartheta = 0)$
II	$1{,}15 \cdot 10^{-4}$	2,620
III	$2{,}28 \cdot 10^{-4}$	2,661
IV	$3{,}33 \cdot 10^{-4}$	2,858

Die obigen Überlegungen lassen sich auch in anderer Weise stützen. In Tabelle 6 ist zunächst der Temperaturkoeffizient $\frac{\mathrm{d}\,\psi(\Theta,\vartheta)}{\mathrm{d}\,\vartheta}$ des Austrittspotentials für die drei atomaren Bariumbedeckungen eingetragen.

Ferner enthält Fig. 10 in Kurve a die von Kingdon[1]) experimentell ermittelte Abhängigkeit der Mengenkonstanten

$$A = A_0 \cdot e^{-\frac{e_0}{k} \cdot \Theta \cdot \beta} \tag{3a}$$

bei der Glühelektronenemission von thorierten Wolframkathoden in Abhängigkeit von der Thoriumbedeckung Θ [vgl. Gleichung (3)]. Aus Kurve a wurde mit Hilfe der universellen Konstanten

$$A_0 = 60{,}2 \text{ Amp./cm}^2 \text{ Grad}^2$$

der Temperaturkoeffizient $\beta \cdot \Theta$ des Austrittspotentials für diese Kathoden in Abhängigkeit von Θ auf Grund von Gleichung (3a) berechnet (Kurve b).

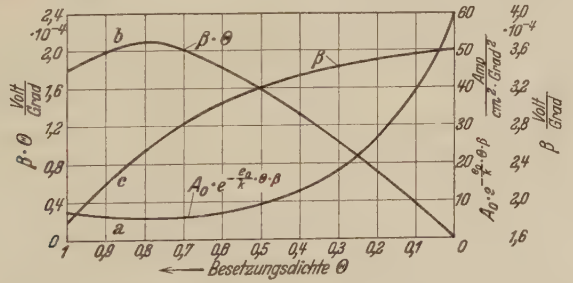

Fig. 10. Kurve a: Experimentell von K. H. Kingdon (Phys. Rev. **24**, 510, 1924) ermittelte Abhängigkeit der Mengenkonstante $A = A_0 \cdot e^{-\frac{e_0}{k} \cdot \Theta\beta}$ bei der Glühelektronenemission thorierter Wolframkathoden mit der Thoriumbesetzung Θ. Kurve b: Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten $\beta \cdot \Theta$ des Austrittspotentials von der Thoriumbesetzung Θ. Kurve c: Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten β des Doppelschichtpotentialsprungs von der Thoriumbesetzung Θ.

Die Division der $\beta \cdot \Theta$-Werte durch Θ ergab Kurve c, die also die Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten des Doppelschichtpotentialsprunges von Θ unter der Annahme der Gültigkeit von Gleichung (2) und (3) wiedergibt.

Man sieht zunächst, daß die so berechneten Werte von $\beta \cdot \Theta$ für thorierte Wolframkathoden in derselben Größenordnung liegen wie die an unseren Bariumkathoden gemessenen in Tabelle 6. Außerdem zeigt

[1]) K. H. Kingdon, Phys. Rev. **24**, 510, 1924.

Kurve c in Fig. 10, daß β bei den Thoriumkathoden mit abnehmender Besetzung zunimmt, und daß daher

$$\beta \cdot \Theta = \frac{\mathrm{d}\,\psi(\Theta, \vartheta)}{\mathrm{d}\,\vartheta}$$

zuerst zunimmt, ein Maximum überschreitet und dann erst abnimmt. Die anfängliche Zunahme des Temperaturkoeffizienten des Austrittspotentials ist geringer als bei unseren Bariumkathoden, bei denen wahrscheinlich β stärker mit abnehmender Besetzung anwächst.

Schließlich sei noch auf einen Zusammenhang zwischen der Mengenkonstanten bei verschiedenen Besetzungen und dem Austrittspotential bei einer bestimmten Kathodentemperatur ϑ' hingewiesen. Wie Fig. 11 zeigt[1]), besteht zwischen $\log M$ und $\psi(\Theta, \vartheta')$ innerhalb des von uns untersuchten Besetzungsintervalls ein linearer Zusammenhang ähnlich dem von Richardson[2]) bei mit Fremdatomen bedeckten Oberflächen zwischen $\log A$ und $\psi(\Theta)$ gefundenen, der nach Schottky und Rothe durch Gleichung (2) und (3) zu erklären ist[3]). Da in unserem Falle der Logarithmus der wahren, durch Gleichung (2) nicht mehr beeinflußten Mengenkonstanten als Ordinate aufgetragen ist, darf für die lineare Beziehung zwischen $\log M$ und $\psi(\Theta, \vartheta')$ nicht etwa die von Schottky und Rothe gegebene Erklärung herangezogen werden. Vielleicht ist der lineare Verlauf auch nur als Annäherung zu betrachten, denn mit noch stärker abnehmender Besetzung sollte ja die Temperaturabhängigkeit des Austrittspotentials wieder geringer werden, die Punkte für einen bestimmten M-Wert also näher zusammenrücken.

Mit *zunehmender* Besetzung wird der Unterschied der ψ-Werte für einen bestimmten M-Wert immer kleiner, so daß sich die Geraden in einem Punkte schneiden müßten. Da das Austrittspotential in diesem Punkte seinen kleinsten Wert besitzen würde, entspricht dieser vielleicht der monoatomaren Besetzung, vorausgesetzt, daß die monoatomare Besetzung nicht noch eine gewisse Temperaturabhängigkeit des Doppelschichtpotentialsprungs aufweist.

4. *Deutung der Änderung des Austrittspotentials mit der Temperatur und der Mengenkonstanten mit der Besetzung.*

Nach Schottky ist der Doppelschichtpotentialsprung $\psi - \psi(\Theta, \vartheta)$ in Gleichung (2) bei mit Fremdatomen bedeckten Metalloberflächen proportional dem Moment der adsorbierten Dipole. Die Temperaturabhängigkeit des Austrittspotentials solcher Oberflächen ist daher im wesentlichen durch die Temperaturabhängigkeit des Dipolmomentes bedingt, falls man das Austrittspotential ψ des Trägermetalls als temperatur*un*abhängig annehmen kann. C. Zwikker[4]) wendet nun auf die Temperaturabhängigkeit des Dipol-

[1]) In Fig. 11 sind die aus Fig. 9 interpolierten Werte als Ordinaten aufgetragen.

[2]) O. W. Richardson, Proc. Roy. Soc. London (A) **91**, 524, 1915.

[3]) Vgl. W. Schottky u. H. Rothe, l. c., S. 166.

[4]) C. Zwikker, Phys. ZS. **30**, 578, 1929.

momentes der adsorbierten Fremdatome dieselben Überlegungen an, wie sie Langevin für seine Theorie des Paramagnetismus benutzt. Hiernach müßte das Dipolmoment der Oberflächenschicht und damit auch der Doppelschichtpotentialsprung $\psi - \psi(\Theta, \vartheta)$ umgekehrt proportional der absoluten Kathodentemperatur sein, also

$$\psi(\Theta, \vartheta) = \psi + \frac{B}{\vartheta}, \tag{8}$$

wobei in B auch die Besetzungsdichte Θ enthalten ist.

Auf Grund unserer Untersuchungen können wir die Brauchbarkeit von Gleichung (8) direkt prüfen, indem wir $\psi(\Theta, \vartheta)$ als Funktion von $1/\vartheta$ in ein Koordinatensystem eintragen. Wie Fig. 12 erkennen läßt, reicht die

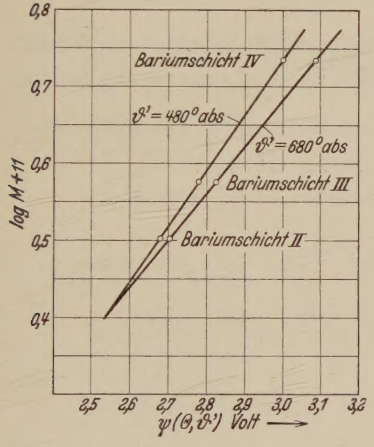

Fig. 11. Lineare Beziehung zwischen $\log M$ (M Mengenkonstante der Gesamtphotoemission) und dem Austrittspotential $\psi(\Theta, \vartheta')$ bei den drei untersuchten atomaren Bariumbesetzungen und den Kathodentemperaturen $\vartheta' = 480^0$ bzw. $\vartheta' = 680^0$ abs.

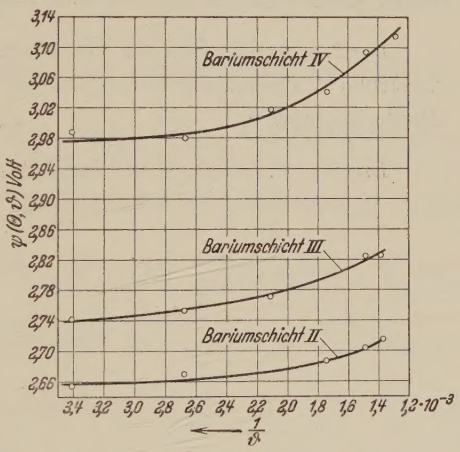

Fig. 12. Austrittspotential $\psi(\Theta, \vartheta)$ als Funktion von $1/\vartheta$ bei den atomaren Bariumbesetzungen II, III und IV.

Bestimmungsgenauigkeit von $\psi(\Theta, \vartheta)$ aus, um feststellen zu können, daß die so erhaltenen Kurven keine Geraden darstellen, daß also die *lineare* Gleichung (2) die Temperaturabhängigkeit von $\psi(\Theta, \vartheta)$ bei höheren Temperaturen besser darzustellen vermag als die Beziehung (8). Die Überlegungen Zwikkers müßten also wohl etwas abgeändert werden.

Wir möchten noch einmal betonen, daß die von uns beobachtete *lineare* Zunahme des Austrittspotentials nur in dem Temperaturbereich von etwa 100 bis 500° C und bei einer mit atomarem Barium in verschiedener Besetzung bedeckten Nickeloberfläche festgestellt wurde. Bei Zimmertemperatur scheint $\psi(\Theta, \vartheta)$ bereits viel schwächer mit ϑ anzuwachsen

als bei höheren Temperaturen. Bei *tieferen* Temperaturen und *anderen* Fremdatomen und Trägermetallen können die Verhältnisse natürlich erst recht anders liegen als bei höheren Temperaturen und den von uns untersuchten Kathodensubstanzen. Unsere Barium-Nickelkathoden verhalten sich aber bei höheren Temperaturen ähnlich wie mit Thorium bedeckte Wolframkathoden.

Die geringe Zunahme der Mengenkonstanten mit abnehmender Besetzung ist vielleicht durch eine gewisse Ungleichmäßigkeit (vgl. Tabelle 5) der Bedeckung zu erklären. Bei stärkerer Besetzung der Nickeloberfläche mit Bariumatomen überwiegt die Emission einzelner dichter bedeckter Bezirke. Mit abnehmendem Θ hingegen wird die Oberflächenbedeckung etwas gleichmäßiger und größere Bezirke tragen zur Emission bei.

Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft möchten wir für ihre wertvolle Unterstützung mit experimentellem Material unseren ergebensten Dank aussprechen.

Breslau, Physikal.-chem. Institut d. Techn. Hochschule.

LEBENSLAUF.

Am 18. September 1905 wurde ich als Sohn des Volksschullehrers Richard Deponte in Ludgerstal bei Ratibor O/S. geboren. Nach bestandener Reifeprüfung am Staatl. Gymnasium in Neisse O/S. besuchte ich die Technische Hochschule in Breslau vom W. S. 1924 bis W. S. 1925 einschließlich, darauf die Sächsische Technische Hochschule in Dresden und bestand dort die Diplomprüfung als techn. Physiker am 21. 5. 1931. Darauf beschäftigte ich mich im Physikalisch-chemischen Institut der T. H. Breslau mit vorliegender Arbeit.